

Академик НАН Украины С. А. Фирстов, Ю. Ф. Луговской

Дислокационная природа кинетических зависимостей прочности металлических материалов при циклическом нагружении

Розглянуті термофлуктуаційний і дислокаційний підходи до дослідження циклічної міцності металів. Отримані три аналітичні вирази кривих Велера (утоми) для металевих матеріалів. Показано, що дислокаційні моделі утоми більш детально описують експериментальні залежності циклічної міцності від циклічної довговічності, ніж модель циклічної довговічності на основі термофлуктуаційного підходу.

Физика твердого тела является одной из теоретических основ материаловедения, в частности, применительно к исследованию прочности металлических материалов при циклическом нагружении.

С этих позиций можно выделить работы, представляющие условно два направления или подхода. В основе первого подхода [1] лежит модель термофлуктуационных колебаний атомов в твердых телах (от полимеров до кристаллов с ковалентной связью) С. Н. Журкова [2], на которые накладывается приложенное внешнее напряжение. При этом в [1, 2] основной характеристикой при испытаниях на прочность является время до разрушения τ в зависимости от двух аргументов — температуры T и приложенного напряжения σ :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \nu\sigma}{kT}\right), \quad (1)$$

где постоянная $\tau_0 = h/kT$ равна периоду тепловых колебаний атомов ($h = 6,63 \cdot 10^{-27}$ эрг·с — постоянная Планка, $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг·град — постоянная Больцмана). При $T = 300$ К $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с и слабо зависит от T ; R — универсальная газовая постоянная; U_0 и ν — постоянные (энергия активации и активационный объем соответственно). Достоинство уравнения С. Н. Журкова (1), исследованного в [1], состоит в его универсальности — применимости к очень широкому спектру материалов и, соответственно, механизмов их разрушения. Но, вероятно, это является и его недостатком, поскольку применительно к металлическим материалам, авторы [1] отмечают большое количество отклонений от (1). В частности, при циклическом нагружении алюминия на основе данных [1] можно получить энергию активации U_0 значительно меньшую, чем при его статическом нагружении. При ползучести металлов оказывается, что активационный объем ν не является постоянной величиной. Имеют место отклонения от логарифмической зависимости времени τ от σ и T . Кроме того, в (1) отсутствует размер структурного элемента, что весьма важно в условиях снижения этой величины до субмикронного и наноуровня в современных материалах.

Второе направление исследований физической природы циклической прочности металлов представлено обобщающими работами [3, 4]. Характерной их особенностью является зависимость предела выносливости σ_{-1} или амплитуды разрушающей циклической нагрузки σ_a от среднего размера структурного элемента (обычно размера зерна) D :

$$\sigma_{-1} = \sigma_{0f} + K_f D^{-1/2}, \quad (2)$$

где σ_{0f} — параметр; K_f — коэффициент (эти величины — постоянные).

Следует отметить, что если зависимость (1) является физической моделью, то (2) — экспериментальное уравнение, аналогичное по структуре и по физическому смыслу коэффициентов [3] известному уравнению Холла–Петча для предела текучести. В то же время уравнение Холла–Петча для предела текучести получено на основе различных дислокационных моделей для описания передачи скольжения дислокаций через границу зерна. Очевидным недостатком зависимости (2) является отсутствие какой-либо связи с длительностью нагружения τ или циклической долговечностью, выраженной в циклах нагрузки N , как это принято в прикладных исследованиях циклической прочности, называемых сопротивлением усталости.

Определенным достижением в устранении ограниченности моделей (1) и (2) стала работа [5], в которой предложено использовать в качестве напряжения в (1) термическую компоненту предела выносливости — параметр σ_{0f} из (2). Это позволило объединить в одном уравнении модели (1) и (2) в виде зависимости

$$\ln \frac{N}{N_0} = \frac{U_0^y - \nu^y(\sigma_a - K_f D^{-1/2})}{kT} = \frac{U_0^y - \nu^y \sigma_a}{kT} + \frac{\nu^y K_f}{kT} D^{-1/2}, \quad (3)$$

или в виде

$$\sigma_a = \frac{U_0^y}{\nu^y} + K_f D^{-1/2} - \frac{kT(\ln N/N_0)}{\nu^y}, \quad (4)$$

где σ_a — амплитуда циклической нагрузки; U_0^y , γ^y — энергия активации и активационный объем при усталости; N_0 — некоторая постоянная; k — постоянная Больцмана; K_f — коэффициент уравнения (2). Как видно из уравнения (3), циклическая долговечность N зависит от приложенного напряжения σ_a , температуры испытаний T и среднего размера структурного элемента $\Delta^{-1/2}$ ($\Delta = D, h$), а из (4) очевидна логарифмическая зависимость между напряжением и циклической долговечностью.

Однако в [4, 6, 7] приводятся зависимости σ_a от $N^{-0,5}$, например,

$$\sigma_a = A + BN^{-1/2},$$

что не соответствует (4) и указывает на ограниченную область ее применения.

Задача может быть решена при использовании температурной зависимости термической компоненты предела текучести (рис. 1), предложенной в [8]. В ней отдельные отрезки этой зависимости описаны дислокационными моделями и показано, в частности, что энергия активации движения дислокаций или процесса пластичности составляет десятые доли электрон-вольта в отличие от единиц электрон-вольта, характерных для модели (1), основанной на термofлуктуационном подходе.

При этом исходили из того, что скорость пластической деформации, которая накапливается при статическом или циклическом нагружении за время деформирования τ или числа циклов нагружения N может быть определена величиной накопленной пластической деформации (например, постоянной e_p в уравнении Коффина и Тавернелли $\Delta \varepsilon N^{0,5} = e_p/2$) или накопленной пластической деформацией за цикл нагружения ε_0 с частотой нагружения f и рассчитывается по выражению

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\tau}, \quad \text{где} \quad \tau = \frac{N}{f} \quad \text{или} \quad \dot{\varepsilon} = \varepsilon_0 \frac{f}{N}. \quad (5)$$

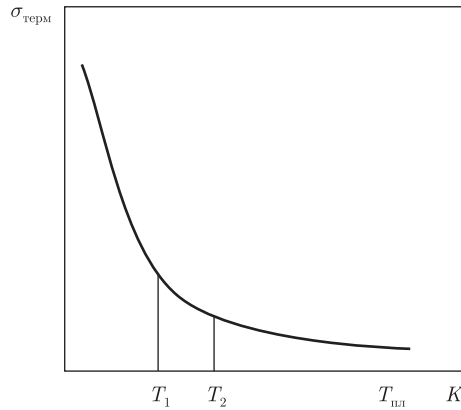


Рис. 1. Общий вид температурной зависимости термической составляющей предела текучести от температуры для различных металлов

Следует отметить, что ε_0 в (5) является одной из важнейших величин при исследовании усталости материалов с позиций механики деформируемого твердого тела или с позиций рассеянного усталостного повреждения металлических материалов [9]. Однако в рамках механического подхода, давно установившего ответственность величины ε_0 (ширины петли гистерезиса при циклическом деформировании металлов) за усталостное разрушение, не удастся рассчитать эту величину аналитически, что, фактически, стало препятствием для развития этого направления исследований усталости. В то же время в физике прочности расчету скорости пластической деформации в зависимости от термической компоненты напряжений и температуры испытаний посвящено множество экспериментальных и теоретических работ.

Поэтому зависимость (5) может быть описана на основе известных уравнений физики прочности и пластичности:

$$\dot{\varepsilon} = 2\dot{\varepsilon}_0 \exp\left[-\frac{U - \nu\sigma}{kT}\right] \quad \text{— Конрада [10],}$$

$$\dot{\varepsilon} = 2\dot{\varepsilon}_0 \left[-\frac{U}{kT}\right] \operatorname{sh}\left(\frac{\nu\sigma}{kT}\right) \quad \text{— Алефельда [11]}$$

и аналитической зависимости Трефилова и Мильмана [8]:

$$B\dot{\varepsilon} \exp\left[\frac{U}{kT}\right] \left(\frac{\nu}{kT}\right)^2 = \left(\frac{\nu\sigma}{kT}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{\nu\sigma}{kT}\right) - \operatorname{sh}\left(\frac{\nu\sigma}{kT}\right), \quad (6)$$

где U — энергия активации движения дислокаций; ν — активационный объем; T — температура испытаний, К; k — постоянная Больцмана; σ — термическая компонента приложенного напряжения текучести; $\dot{\varepsilon}$ — скорость деформирования; $\dot{\varepsilon}_0$ и B — постоянные величины.

Упростив зависимость (6), ее авторы получили три уравнения для термического компонента предела текучести:

$$\sigma_{\text{терм}} = \frac{[U_0 - kT \ln(M_1/\dot{\varepsilon})]}{\nu} \quad \text{для } T < T_1 = 0,1T_{\text{пл}};$$

$$\sigma_{\text{терм}} = \left(3B\dot{\varepsilon} \frac{kT}{\nu}\right)^{1/3} \exp \frac{U_0}{3kT} \quad \text{для } T_1 < T < T_2 = 0,2T_{\text{пл}}, \quad T > T_2 = 0,2T_{\text{пл}};$$

$$\sigma_{\text{терм}} = \left(B_1 \varepsilon \frac{kT}{\nu} \right)^{1/2} \exp \frac{U_0}{2kT},$$

когда плотность движущихся дислокаций не зависит от напряжения.

Подставляя в эти уравнения выражения $\varepsilon \sim \varepsilon_0 f/N$, а также добавляя к ним атермическую составляющую амплитуды приложенного циклического напряжения, получим соответствующие аналитические зависимости для кривых усталости:

$$\sigma_a = B_2 \ln \frac{fN_0}{N} + \left[\frac{U_0^y}{\nu^y} + K_f D^{-\alpha} \right]; \quad (7)$$

$$\sigma_a = A_2 \left(\frac{fN_0}{N} \right)^{1/3} + K_f D^{-\alpha}; \quad (8)$$

$$\sigma_a = A_1 \left(\frac{fN_0}{N} \right)^{1/2} + K_f D^{-\alpha}, \quad (9)$$

где $B_2 = kT \ln M_1^y$, $A_2 = (3B^y/\nu^y)^{1/3} \exp U_0^y/3kT$, $A_1 = (3B_1^y kT/\nu^y)^{1/2} \exp U_0^y/2kT$, $\alpha = 0,5$. Кроме того, $\alpha = 1$ для микрокристаллических материалов с размером структурного элемента в диапазоне примерно 10–0,1 мкм [12].

При этом, во-первых, очевидно совпадение уравнений (4) и (7), полученных на основе различных подходов. Во-вторых, для каждого из приведенных уравнений одно слагаемое определяет наклон усталостной кривой в диапазоне $N_0 < N$, а другое — его атермический компонент или ограниченный предел выносливости при очень большом N и $T > T^*$, где T^* — характеристическая температура ($T^* \approx 0,2T_{\text{пл}}$), при которой термически активируемое движение дислокаций близко к нулю (см. рис. 1).

Из аналитических уравнений (7)–(9) можно получить зависимости долговечности при циклическом нагружении N от напряжений, температур и среднего размера структурного элемента, а именно

$$\ln \frac{fN_0}{N} = \left(\sigma_a - \frac{U_0^y}{\nu} + K_f D^{-\alpha} \right) B_2$$

или

$$\ln N = \frac{U_0^y/\nu + K_f D^{-\alpha} - \sigma_a}{C} = \frac{U_0^y/\nu - (\sigma_a - K_f D^{-\alpha})}{C}, \quad (10)$$

где

$$C = \ln fN_0 kT \ln M_1^y, \quad \left(\frac{fN_0}{N} \right)^{1/3} = \frac{\sigma_a - K_f D^{-\alpha}}{(3B^y/\nu^y)^{1/3}} \exp \frac{U_0^y}{3kT},$$

или

$$N^{-1/3} = \frac{\sigma_a - K_f D^{-\alpha}}{(3B^y/\nu^y fN_0)^{1/3}} \exp \frac{U_0^y}{3kT}, \quad (11)$$

$$\left(\frac{fN_0}{N} \right)^{1/2} = \frac{\sigma_a - K_f D^{-\alpha}}{(2B^y/\nu^y)^{1/2}} \exp \frac{U_0^y}{2kT}$$

или

$$N^{-1/2} = \frac{\sigma_a - K_f D^{-\alpha}}{(2B^y / \nu^y f N_0)^{1/2}} \exp \frac{U_0^y}{2kT}. \quad (12)$$

Сопоставление зависимостей (10)–(12) с уравнениями (1) и (3), полученными на основе термофлуктуационной модели прочности указывает на то, что последние являются частным случаем дислокационного подхода к исследованию прочности. Это свидетельствует о перспективности применения дислокационных моделей для исследования этой характеристики.

Таким образом, полученные на основе дислокационного подхода модели циклической прочности более детально описывают экспериментальные зависимости циклической прочности от циклической долговечности, чем модель циклической долговечности от циклической нагрузки на основе термофлуктуационного подхода.

1. Регель В. Р., Слущер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. – Москва: Наука, 1974. – 560 с.
2. Журков С. Н., Санфирова Т. П. Изучение временной и температурной зависимости прочности // Физика твердого тела. – 1960. – 2, № 6. – С. 1033–1039.
3. Экобори Т. Научные основы прочности и разрушения материалов. Пер. с яп. – Киев: Наук. думка, 1978. – 352 с.
4. Иванова В. С., Терентьев В. Ф. Природа усталости металлов. – Москва: Металлургия, 1978. – 456 с.
5. Фирстов С. А., Луговской Ю. Ф. О влиянии микроструктуры на циклическую долговечность микро-слоистых Fe/Cu, Mo/Cu и дисперсно-упрочненных Ni–Cr–Al₂O₃ материалов // Доп. НАН України. – 2008. – № 10. – С. 112–117.
6. Coffin L. F., Tavernelli J. F. The cyclic straining and fatigue of metals // Trans. ASME. – 1959. – 215, No 5. – P. 794–807.
7. Яковлева Т. Ю. Локальная пластическая деформация и усталость металлов. – Киев: Наук. думка, 2003. – 236 с.
8. Мильман Ю. В., Трефилов В. И. О физической природе температурной зависимости предела текучести / Механизм разрушения металлов. – Киев: Наук. думка, 1966. – С. 59–76.
9. Троценко В. Т. Усталость и неупругость металлов. – Киев: Наук. думка, 1971. – 268 с.
10. Конрад Г. Модель деформационного упрочнения для объяснения влияния величины зерна на напряжение течения металлов / Сверхмелкое зерно в металлах. – Москва: Металлургия, 1973. – С. 206–219.
11. Трефилов В. И., Мильман Ю. В., Фирстов С. А. Физические основы прочности тугоплавких металлов. – Киев: Наук. думка, 1975. – 316 с.
12. Фирстов С. А., Луговской Ю. Ф. Особенности влияния микроструктуры на прочность композиционных материалов при статическом и циклическом нагружении // Электронная микроскопия и прочность материалов. – Киев: Изд. ИПМ, 2008. – С. 83–88.

Институт проблем материаловедения
им. В. М. Францевича НАН Украины, Киев

Поступило в редакцию 09.09.2010

Academician of the NAS of Ukraine **S. A. Firstov, Yu. F. Lugovskoi**

Dislocation nature of kinetic dependences of cyclic strength of metallic materials

The thermo-fluctuation and dislocation approaches to the study of a cyclic strength of metals are reviewed. Three analytical expressions for Wehler's curves (fatigue) for metallic materials are obtained. It is shown that the dislocation models describe the experimental dependence of cyclic strength on cyclic durability in more details than the model of cyclic durability on the basis of the thermo-fluctuation approach.